

Тернопільський національний технічний  
університет імені Івана Пулюя

---

Кафедра автоматизації  
технологічних процесів  
і виробництв

Лабораторна робота № 2  
з курсу  
”Гідрогазодинаміка”

Дослідження місцевих  
гідравлічних опорів та  
пристроїв для вимірювання  
витрати рідини

Методичні вказівки до лабораторної роботи №2 "Дослідження місцевих гідравлічних опорів та пристроїв для вимірювання витрати рідини" з курсу "Гідрогазодинаміка". Шкодзінський О.К., Пісьціо В.П., Тернопіль: ТНТУ, 2018 - 19 с.

Для студентів напряму підготовки: 151 "Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології"

Автори: Шкодзінський О.К., Пісьціо В.П.

Розглянуто і затверджено на засіданні кафедри автоматизації технологічних процесів і виробництв (протокол № 1 від 29.08.2018 року)

# ДОСЛІДЖЕННЯ МІСЦЕВИХ ГІДРАВЛІЧНИХ ОПОРІВ ТА ПРИСТРОЇВ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ВИТРАТИ РІДИНИ

**Мета роботи:** Вивчення законів кінематики та динаміки рідин і газів.

## 1. Теоретичні відомості

Місцевими опорами називають короткі ділянки трубопроводів, на яких відбувається зміна величини або напрямку швидкості потоку через зміну конфігурації твердих границь.

Втрати енергії в місцевих опорах, віднесені до одиниці ваги потоку рідини, називаються місцевими втратами напору і підраховуються по загальній формулі

$$h_{e.m} = \zeta \frac{V^2}{2g}, \quad (1)$$

де  $V$  – середня швидкість потоку (в перерізі трубопроводу перед місцевим опором або після нього);  $\zeta$  – безрозмірний коефіцієнт місцевого опору.

Величина  $\zeta$  взагалі залежить від форми місцевого опору, шорсткості його стінок, умов входу і виходу з нього рідини і основного критерію динамічної подібності напірних потоків – числа Рейнольдса. Його зазвичай відносять до перерізу трубопроводу, на якому знаходиться місцевий опір:

$$Re = \frac{VD}{\nu} = \frac{4Q}{\pi D \nu},$$

де  $V$  і  $Q$  – середня швидкість потоку і витрата в трубі;  $D$  – діаметр труби;  $\nu$  – кінематична в'язкість рідини.

Для більшості місцевих опорів в трубопроводах при числах Рейнольдса  $Re^3 10^5$  має місце турбулентна автомодельність – втрати напору пропорційні квадрату швидкості і коефіцієнт опору не залежить від  $Re$  (квадратична зона опору). У тих місцевих опорах, де основною є вихрова втрата напору (наприклад, різка зміна перерізу трубопроводу, діафрагми та ін.), автомодельність встановлюється при значно менших числах Рейнольдса ( $Re^3 10^4$ ).

У випадку раптового розширення трубопроводу місцева втрата напору при великих числах Рейнольдса виражається формулою Борда

$$h_{e.m} = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}, \quad (2)$$

відповідно до якої коефіцієнт місцевого опору, віднесений до швидкості  $V_1$  рівний:

$$\zeta = \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2. \quad (3)$$

У формулах (2) і (3)  $V_1$  і  $V_2$  середні швидкості у вузькому (вхідному) і широкому (вихідному) перерізах потоку;  $F_1$  і  $F_2$  площі цих перерізів.

При поступовому розширенні потоку в дифузорі

$$h_{e.m} = j_\delta \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}; \quad \zeta_\delta = j_\delta \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2, \quad (4)$$

де  $j_\delta$  – безрозмірний коефіцієнт втрат, що виражає втрати в дифузорі в долях від втрат при

раптовому розширенні. Для конічних дифузорів коефіцієнт втрат  $j_d$  залежить в основному від кута розкриття конуса  $q$  і мало змінюється з довжиною дифузора.

У випадку раптового звуження трубопроводу місцева втрата напору

$$h_{e.м} = 0,5 \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right)^2 \frac{V_2^2}{2g}, \quad (5)$$

де  $F_1$  і  $F_2$  – площі широкого (вхідного) і вузького (вихідного) перерізів;  $V_2$  – вихідна швидкість.

Величина коефіцієнта опору входу в трубу з великого резервуара залежить від форми вхідної кромки. У разі гострої вхідної кромки при великих числах Рейнольдса можна приймати  $z_{вх}=0,5$ .

При виході потоку з труби в резервуар втрата напору і коефіцієнт опору виходу рівні:

$$h_{e.м} = \alpha \frac{V_2^2}{2g}; \quad \zeta_{вих} = \alpha$$

де  $V$  – середня швидкість у вихідному перерізі труби;  $\alpha$  – коефіцієнт кінетичної енергії.

При турбулентному режимі  $\alpha \gg 1$  і  $z_{вих} \gg 1$ .

При послідовному розташуванні в трубопроводі різних місцевих опорів загальна втрата напору визначається як сума втрат в окремих опорах, що розраховуються по вказаних вище значеннях  $z$ , якщо між цими місцевими опорами є ділянки трубопроводів довжиною не меншою п'яти-шести діаметрів. На цих ділянках потік, що вийшов з одного місцевого опору, стабілізується до входу в наступний опір. При ближчому розташуванні місцевих опорів необхідно враховувати їх взаємний вплив. У приведених нижче задачах передбачається, що місцеві опори достатньо віддалені один від одного і їх взаємний вплив відсутній.

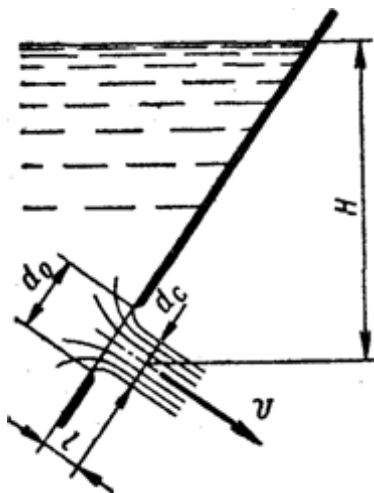


Рис.1

1. При усталеному витіканні рідини з великого відкритого резервуара через круглий отвір, діаметр якого малий у порівнянні з глибиною його занурення під рівнем рідини (рис. 1), середня швидкість у стиснутому перерізі струменя дорівнює

$$V = \varphi \sqrt{2gH}, \quad (6)$$

де  $H$  – глибина центра ваги стиснутого перерізу струменя під рівнем (напір витікання);  $\varphi$  – безрозмірний коефіцієнт швидкості, що визначається із виразу

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}}; (7)$$

$\alpha$  – коефіцієнт кінетичної енергії в стиснутому перерізі струменя і  $\zeta$  – коефіцієнт опору отвору, що виражає втрату напору при витіканні як частину швидкісного напору струменя, підрахованого по середній швидкості.

У загальному випадку витікання з замкнутого резервуара в газоподібне середовище (рис. 2) напір витікання  $H$  представляє різницю значень гідростатичного напору в резервуарі і в центрі стиснутого перерізу струменя:

$$H = h + \frac{p_1 - p_2}{\rho g}, (8)$$

де  $h$  – глибина центра стиснутого перерізу струменя під рівнем рідини;  $p_1$  – тиск у резервуарі над рідиною;  $p_2$  – тиск середовища, у котре витікає струмінь;  $\rho$  – густина рідини.

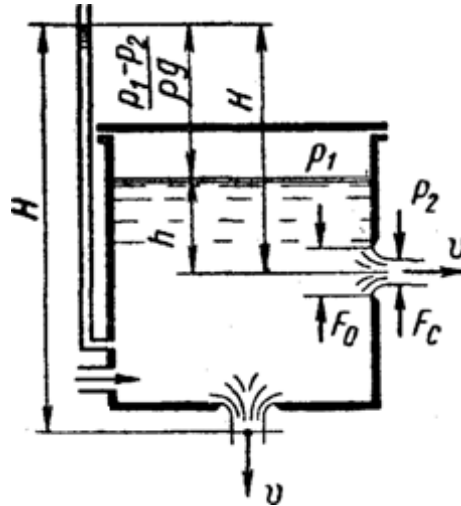


Рис.2

Якщо витікання відбувається в атмосферу, напір витікання представляє глибину розташування центра стиснутого перерізу струменя під п'єзометричним рівнем (рівнем атмосферного тиску) у резервуарі:

$$H = h + \frac{p_n}{\rho g}, (9)$$

де  $p_n = p_1 - p_{atm}$  – надлишковий тиск у резервуарі над рідиною.

Ступінь стиску струменя, що витікає через отвір, характеризується коефіцієнтом стиснення  $\epsilon$

$$\epsilon = \frac{F_c}{F_o} = \left( \frac{d_c}{d_o} \right)^2, (10)$$

де  $F_c$ ,  $d_c$  – площа і діаметр стиснутого перерізу струменя;  $F_o$ ,  $d_o$  – площа і діаметр отвору.

Витрата через отвір визначається по формулі

$$Q = \mu F_o \sqrt{2gH}, (11)$$

де  $m$  – коефіцієнт витрати

$$\mu = \epsilon \varphi. (12)$$

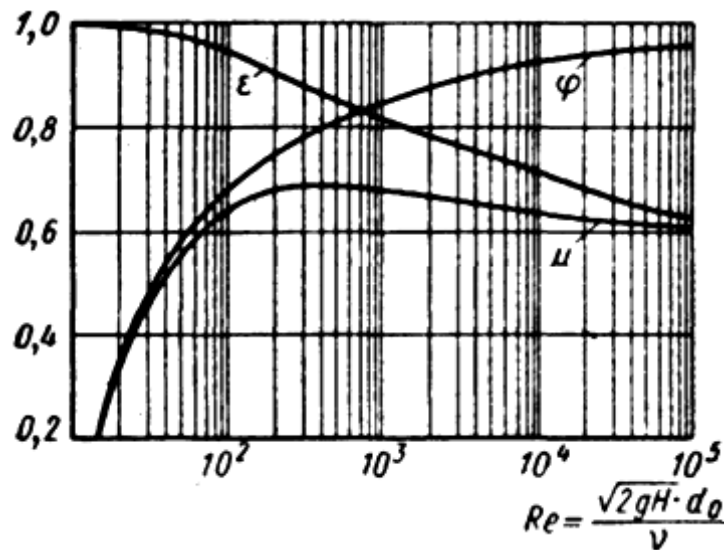


Рис.3

Значення коефіцієнтів витікання  $j$ ,  $e$  і  $m$  круглого малого отвору залежать від форми його країв, умов підтікання рідини до отвору і числа Рейнольдса, що визначається формулою

$$Re = \frac{d_o \sqrt{2gH}}{\nu}, \quad (13)$$

де  $\nu$  – кінематична в'язкість рідини.

Залежність коефіцієнтів витікання від  $Re$  для малого круглого отвору з гострими краями представлена на рис. 3.

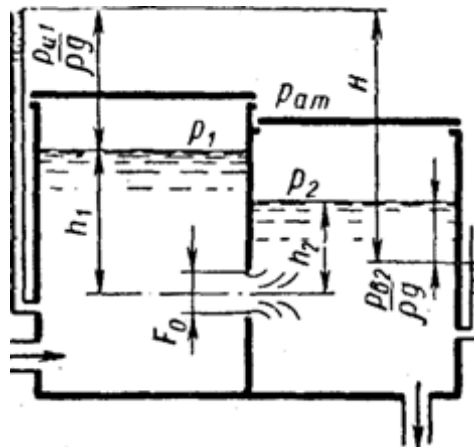


Рис.4

При  $Re \geq 10^5$  вплив числа Рейнольдса на коефіцієнти витікання практично відсутній (квадратична зона витікання) і для розрахунків можна користуватися наступними їхніми середніми значеннями:

$$j=0,97; e=0,62; m=0,6.$$

При цьому нерівномірність швидкостей у стиснутому перерізі струменя дуже незначна і можна приймати  $a \gg 1$ . Тоді

$$\varphi \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}}, \quad (14)$$

звідки в середньому для круглого отвору з гострими краями  $\zeta \gg 0,06$ .

Для малих отворів інших форм при великих  $Re$  значення коефіцієнта витрати у формулі

(11) можна приймати рівним  $m=0,6$ .

2. У випадку витікання під рівень (рис. 4) швидкість рідини в стиснутому перерізі струменя і витрата визначаються по формулах (6) і (11), у яких напір витікання  $H$  представляє різницю гідростатичних напорів (виражається різницею п'єзометричних рівнів) у резервуарах:

$$H = h_1 - h_2 + \frac{p_{*1} - p_{*2}}{\rho g}. \quad (15)$$

Значення коефіцієнтів витікання для затопленого отвору можна приймати такими ж, як при витіканні вільного струменя в атмосферу. При витіканні через затоплений отвір витрата не залежить від глибини розташування отвору під рівнями.

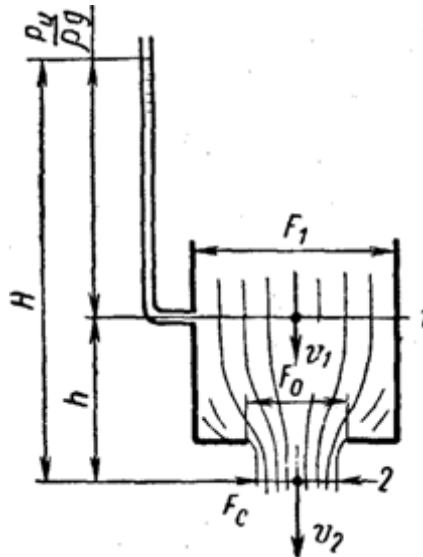


Рис.5

3. Приведені вище значення коефіцієнтів витікання відносяться до так званого ідеального стиснення струменя, коли бічні стінки резервуара значно віддалені від отвору (на відстані більшій від трьох лінійних розмірів отвору) і не впливають на формування струменя. У випадку розташування бічних стінок поблизу отвору їхня направляюча дія зменшує ступінь стиснення струменя; при цьому коефіцієнти стиснення струменя і витрати зростають. При витіканні з циліндричного резервуара площею  $F_1$  через круглий отвір, площею  $F_0$ , розташований на його осі (рис. 5), середнє значення коефіцієнта стиснення струменя при великих значеннях  $Re$  можна визначати по емпіричній формулі

$$\varepsilon = 0,62 + 0,38 \left( \frac{F_0}{F_1} \right)^2. \quad (16)$$

4. Швидкість витікання і витрата рідини у випадку витікання з резервуара обмеженої площі (рис. 5) визначаються за допомогою рівнянь Бернуллі і витрати, записаних для перерізу в резервуарі перед отвором (січення 1) і стиснутого перерізу струменя (січення 2):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + h_s;$$

$$Q = V_1 F_1 = V_2 \varepsilon F_0.$$

Виражаючи втрату напору як

$$h_s = \zeta \frac{V_2^2}{2g}$$

і ввівши напір витікання  $H$ , що представляє різницю гідростатичних напорів у перерізах 1 і 2:

$$H = \left( z_1 + \frac{p_1}{\rho g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \right),$$

одержимо для швидкості витікання

$$V_2 = \frac{1}{\sqrt{\alpha_2 + \zeta - \alpha_1 \left( \frac{\varepsilon F_o}{F_1} \right)^2}} \sqrt{2gH} \quad (17)$$

і для витрати

$$Q = \frac{\varepsilon F_o}{\sqrt{\alpha_2 + \zeta - \alpha_1 \left( \frac{\varepsilon F_o}{F_1} \right)^2}} \sqrt{2gH}. \quad (18)$$

У квадратичній зоні витікання можна приблизно приймати значення коефіцієнта кінетичної енергії  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$  і коефіцієнт опору отвору  $\zeta = 0,06$ . Для граничного випадку необмеженого резервуара ( $F_o/F_1 = 0$ ) формули (17) і (18) переходять у приведені вище формули (6) і (11).

5. Витрата через великий отвір, вертикальний розмір якого одного порядку з напором витікання, визначається по загальній формулі (11), у якій  $H$  – напір витікання, віднесений до центра ваги отвору (при витіканні в атмосферу з відкритого резервуара – глибина центра ваги отвору під вільною поверхнею).

На коефіцієнт витрати  $m$  великого отвору, крім факторів, зазначених для малого отвору, впливає також число Фруда, що визначається за формулою

$$Fr = \frac{H}{h},$$

де  $h$  – вертикальний розмір отвору. Для великих отворів з гострими краями коефіцієнт витрати в квадратичній області витікання міняється при різних  $H/h$  у межах  $m = 0,60, 0,65$ . При  $Fr^3 \geq 10$  процес витікання стає практично автомодельним відносно числа Фруда.

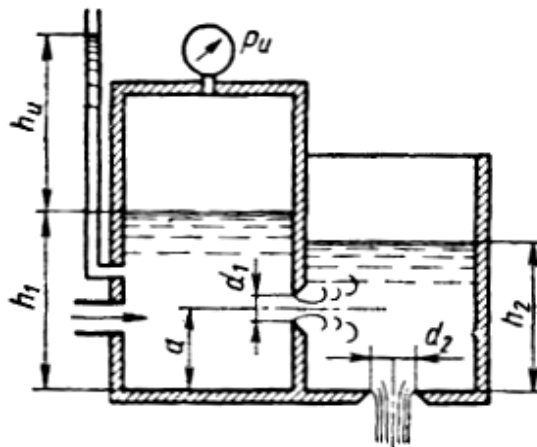


Рис.6



6. У якості прикладу розрахунку процесу витікання розглянемо схему на рис. 6, у якій рідина густиною  $\rho$ , що нагнітається в бак, перетікає з його лівої замкнутої секції у відкриту праву секцію через отвір діаметром  $d_1$  (розташований у бічній стінці на висоті  $a$ ) і витікає потім в атмосферу через отвір у дні діаметром  $d_2$ .

Визначимо для усталеного режиму системи витрату  $Q$  з бака і висоту  $h_2$  рівня в правій секції, вважаючи відомими висоту рівня  $h_1$  і покази манометра  $p_u$  у лівій секції.

Вихідним для рішення задачі є умова рівності витрат через бічний і донний отвір в усталеному режимі (тобто, при постійних рівнях рідини). Для вибору розрахункових залежностей необхідно попередньо з'ясувати умови витікання рідини через бічний отвір. Для цього припустимо, що  $h_2 = a$ , тоді витрата через бічний отвір

$$Q_1 = \mu_1 \frac{\pi d_1^2}{4} \sqrt{2g(h_u + h_1 - a)},$$

де  $h_u = \frac{p_u}{\rho g}$  – висота п'єзометричного рівня в лівій секції.

Витрата через донний отвір

$$Q_2 = \mu_2 \frac{\pi d_2^2}{4} \sqrt{2ga}.$$

Якщо вийде, що  $Q_1 > Q_2$ , то в дійсності  $h_2 > a$  і бічний отвір затоплений; якщо  $Q_1 < Q_2$ , то  $h_2 < a$  і бічний отвір не затоплений.

У першому випадку умова рівності витрат дає систему рівнянь

$$Q = \mu_1 \frac{\pi d_1^2}{4} \sqrt{2g(h_u + h_1 - h_2)} = \mu_2 \frac{\pi d_2^2}{4} \sqrt{2gh_2},$$

з якого визначають рівень  $h_2$  і витрату  $Q$ .

У другому випадку

$$Q = \mu_1 \frac{\pi d_1^2}{4} \sqrt{2g(h_u + h_1 - a)} = \mu_2 \frac{\pi d_2^2}{4} \sqrt{2ga}.$$

7. При витіканні рідини з великих резервуарів через насадки (рис. 7) швидкість витікання на виході з насадка і витрата визначаються по формулах (6) і (11). У формулі (11)  $F_o$  замінюється вихідною площею насадка  $F_u$ .

Для деяких насадок коефіцієнти витікання можуть бути приблизно визначені розрахунком шляхом підсумовування втрат на окремих ділянках потоку.

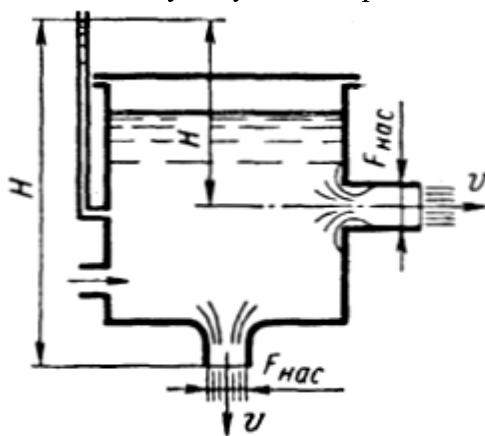


Рис.7

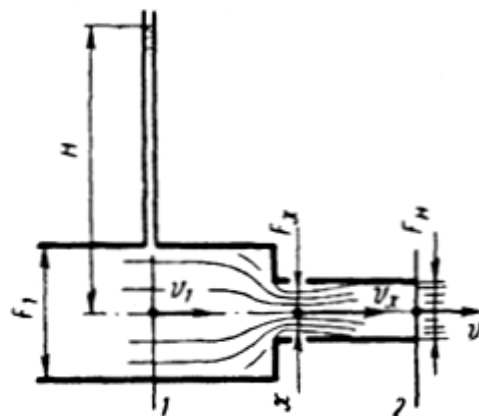


Рис.8

Так, наприклад, для зовнішнього циліндричного насадка (рис. 8) втрату напору можна представити у вигляді суми

$$h_e = \zeta \frac{V^2}{2g} = h_{e(1...x)} + h_{e(x...2)},$$

де  $h_{e(1...x)}$  – втрати при вході в насадок на ділянці до стиснутого перерізу  $x$  струменя;  $h_{e(x...2)}$  – втрати при розширенні потоку на ділянці між стиснутим і вихідним перерізами.

Припускаючи наявність квадратичної зони витікання і виражаючи ці втрати по формулах

$$h_{e(1...x)} = \zeta_o \frac{V_x^2}{2g}; \quad h_{e(x...2)} = \frac{(V_x - V)^2}{2g},$$

де  $\zeta_o$  – коефіцієнт опору отвору з гострими краями;  $V_x$  – швидкість у стиснутому перерізі струменя, одержимо

$$\zeta \frac{V^2}{2g} = \zeta_o \frac{V_x^2}{2g} + \frac{(V_x - V)^2}{2g}.$$

Згідно рівняння витрати

$$VF_n = V_x F_x; \quad V_x = \frac{V}{\epsilon_x},$$

де  $F_x$  – площа стиснутого перерізу;  $\epsilon_x$  – коефіцієнт стиснення струменя при вході в насадок.

Величина  $\epsilon_x$  залежить від співвідношення площ насадка  $F_n$  і резервуара  $F_1$  і може бути визначена по формулі (16).

Підставляючи у вираз для суми втрат значення  $V_x$ , знаходимо коефіцієнт опору насадка

$$\zeta = \zeta_o \frac{1}{\epsilon_x^2} + \left( \frac{1}{\epsilon_x} - 1 \right)^2, \quad (19)$$

за допомогою якого визначаються швидкість витікання і витрата (стиснення струменя на виході з насадка відсутнє):

$$V = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta - \left( \frac{F_n}{F_1} \right)^2}} \sqrt{2gH}; \quad Q = VF_n.$$

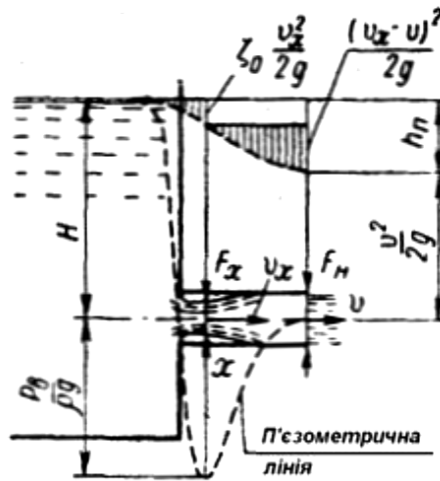


Рис.9

При витіканні з великого резервуара (рис. 9) стиснення струменя в перерізі  $x$  є ідеальним і розрахунок дає в цьому випадку (для середніх значень  $z_0$ , і  $e_x$ )  $z \gg 0,5$ . Швидкість і витрата визначаються по формулах (6) і (11), у яких

$$\varphi = \mu = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}} \approx 0,82.$$

По дослідних даних коефіцієнт витрати циліндричного насадка в квадратичній зоні опору, при довжинах  $l = (2,3)d_n$  лежить у межах  $m = 0,82, 0,81$ . Наочне представлення про зміну напору потоку і його складових при протіканні рідини через насадок дається графіком напорів (рис. 9). Лінія напору і п'єзометрична лінія на цьому графіку якісно зображують хід зміни повного і гідростатичного напорів по довжині насадка від початкового перерізу перед входом у насадок до його вихідного січення. Величина п'єзометричного напору  $p_n/\rho g$  у будь-якому перерізі насадка визначається вертикальною відстанню від осі насадка до п'єзометричної лінії величина швидкісного напору  $V^2/2g$  – вертикальною відстанню між п'єзометричною лінією і лінією напору.

8. Якщо в проміжних перерізах насадка швидкості мають більші значення, чим швидкість виходу з насадка, у цих перерізах при витіканні в атмосферу виникає вакуум (п'єзометрична лінія проходить тут нижче осі насадка).

Так, наприклад, найбільший вакуум  $p_v$ , що виникає усередині циліндричного насадка в стиснутому перерізі струменя (рис. 9), визначається з виразу

$$\frac{p_v}{\rho g} = \frac{p_{atm}}{\rho g} = \frac{V}{g}(V_x - V) = 2\varphi^2 \left( \frac{1}{\varepsilon_x} - 1 \right) H. \quad (20)$$

Витікання через насадок в атмосферу з заповненням вихідного перерізу насадка можливо тільки при напорах, менших граничного  $H_{zp}$ , що відповідає падінню абсолютного тиску в стиснутому перерізі до тиску насичених парів рідини ( $p_x = p_{n,n}$ )

$$H_{zp} = \frac{p_{atm} - p_{n,n}}{2\varphi^2 \left( \frac{1}{\varepsilon_x} - 1 \right) \rho g}. \quad (21)$$

При  $H > H_{zp}$  відбувається зрив режиму роботи насадка: струмінь відривається від стінок, і

процес змінюється витіканням через отвір з гострими краями.

У випадку витікання через затоплений насадок його робота під вищим напором, більшим ніж деяке граничне значення (що залежить від занурення насадка), супроводжується кавітацією.

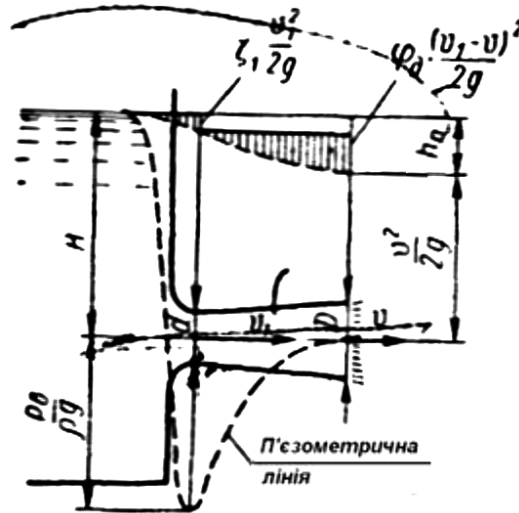


Рис.10

9. Приведемо у якості прикладу розрахунок витікання в атмосферу з великого резервуара через конічний насадок із плавно округленим входом під постійним статичним напором  $H$  (рис. 10). Задані вхідний  $d$  і вихідний  $D$  діаметри дифузора, а також коефіцієнт опору  $z_1$  вхідної ділянки насадка і коефіцієнт втрат  $j_d$  у дифузорі.

1. Визначити витрату  $Q$  через насадок і побудувати графік напорів по його довжині.

2. Знайти граничний напір  $H_{zp}$  насадка.

3. Визначити, при якій величині вихідного діаметра  $D$  пропускна здатність насадка буде максимальною.

Для розглянутого насадка (припускаючи квадратичну зону витікання і нехтуючи нерівномірністю розподілу швидкостей по перерізу) маємо

$$\varphi = \mu = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}},$$

де  $z$  – коефіцієнт опору насадка.

Користаючись прийомом підсумовування втрат, одержимо

$$\zeta \frac{V^2}{2g} = \zeta_1 \frac{V_1^2}{2g} + \varphi_0 \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g},$$

де  $V_1$  і  $V_2$  – швидкості у вхідному і вихідному перерізах дифузора.

Згідно рівняння витрати

$$V_1 = nV, \text{ де } n = \left(\frac{D}{d}\right)^2,$$

коефіцієнт опору буде рівний

$$\zeta = \zeta_1 n^2 + \varphi_0 (n - 1)^2.$$

Швидкість витікання і витрата

$$V = \varphi \sqrt{2gH}; \quad Q = \mu \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{2gH}.$$

Побудова графіка напорів подана на рис. 10. Найбільший вакуум має місце у вхідному перерізі дифузора і дорівнює (по рівнянню Бернуллі для руху рідини в дифузорі)

$$\frac{p_e}{\rho g} = \frac{V_1^2 - V^2}{2g} - \varphi_0 \frac{(V_1 - V)^2}{2g}.$$

Останнє співвідношення дозволяє розрахувати граничний напір насадка; використовуючи підстановку  $V_1 = nV$ , приведемо вираз для вакууму до вигляду

$$\frac{p_e}{\rho g} = \frac{V^2}{2g} \left[ n^2 - 1 - \varphi_0 (n - 1)^2 \right] = \varphi^2 \left[ n^2 - 1 - \varphi_0 (n - 1)^2 \right] H.$$

Виражаючи далі  $j$  через  $z$ , а також максимальне значення вакууму  $p_e = p_{atm} - p_{u.n}$  одержимо для граничного напору

$$H_{gr} = \frac{1 + \zeta_1 n^2 + \varphi_0 (n - 1)^2}{n^2 - 1 - \varphi_0 (n - 1)^2} \frac{p_{atm} - p_{u.n}}{\rho g}.$$

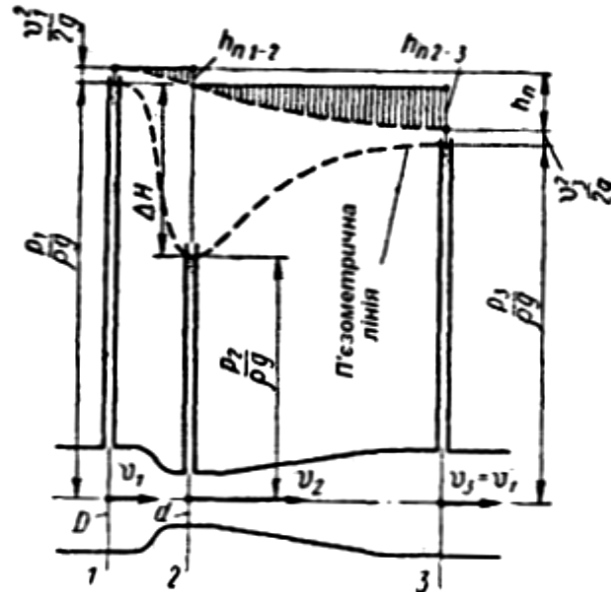


Рис.11

Для визначення величини вихідного діаметра  $D$ , що відповідає максимальній пропускній здатності насадка (максимальній витраті при заданому напорі), зручніше скористатися рівнянням Бернуллі, записаним для вільної поверхні рідини в резервуарі і для вихідного перерізу насадка:

$$H = \frac{V^2}{2g} + \zeta_1 \frac{V_1^2}{2g} + \varphi_0 \frac{(V_1 - V)^2}{2g};$$

$$H = \frac{V_1^2}{2g} \left[ \frac{1}{n^2} + \zeta_1 + \varphi_0 \left( 1 - \frac{1}{n} \right)^2 \right].$$

Максимальному значенню швидкості  $V_1$  при постійному  $H$  відповідає мінімум виразу в квадратних дужках; досліджуючи цей вираз на мінімум, одержимо

$$\frac{2}{n} - 2\varphi_0 \left(1 - \frac{1}{n}\right) = 0; \quad n = \frac{1 + \varphi_0}{\varphi_0}.$$

Отже, шукана величина вихідного діаметра

$$D = d \sqrt{\frac{1 + \varphi_0}{\varphi_0}}.$$

Помітимо, що такий насадок характеризується максимальним вакуумом у вхідному перерізі дифузора при даному напорі витікання і, отже, мінімальною величиною граничного напору.

10. Для витратомірів, робота яких базується на створенні перепаду тиску в потоці різними звужуючими пристроями (труба Вентурі, сопло і діафрагма – див. рис. 11, 12 і 13), витрата визначається по загальній формулі:

$$Q = \mu F_0 \sqrt{2g\Delta H}, \quad (22)$$

у якій  $\Delta H$  – падіння гідростатичного напору (п'єзометричного рівня) на ділянці між вхідним і звуженим перерізами потоку у витратомірі;  $F_0 = \frac{\pi d^2}{4}$  – найменша прохідна площа витратоміра;  $\mu$  – коефіцієнт витрати.

Величина  $\mu$  визначається дослідним шляхом і залежить від конструктивних форм витратоміра, відношення площ  $F_0/F_1$ , ( $F_1 = \frac{\pi D^2}{4}$  – прохідна площа трубопроводу), розташування вимірних точок, а також від числа Рейнольдса  $Re = 4Q/\rho D\nu$ . Зона турбулентної автомодельності за коефіцієнтом витрати для цих витратомірів має місце в залежності від  $d/D$  при  $Re > 10^5 \dots 10^6$ . Втрати напору у витратомірах обчислюються по загальному виразу (22), де  $V$  – середня швидкість у трубопроводі і  $\alpha$  – сумарний коефіцієнт опору витратоміра.

Значення коефіцієнта витрати  $\mu$  і коефіцієнта опору  $\alpha$  витратомірів у зоні турбулентної автомодельності можуть приблизно визначатися розрахунковим шляхом. Як приклад одержимо загальні вирази  $\mu$  і  $\alpha$  для діафрагми (рис. 13).

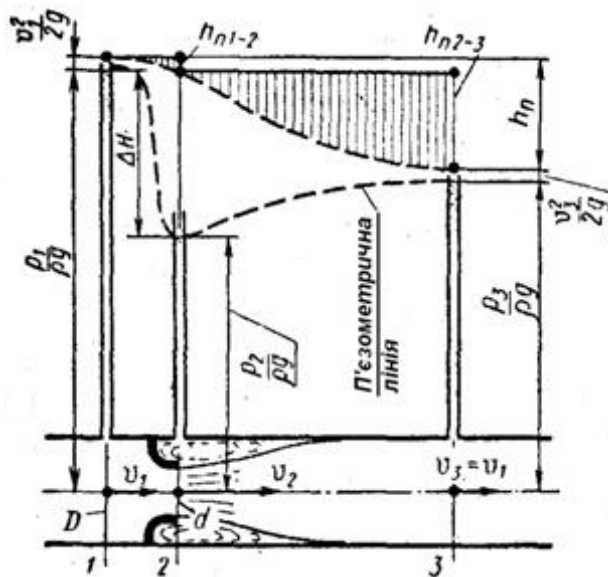


Рис.12

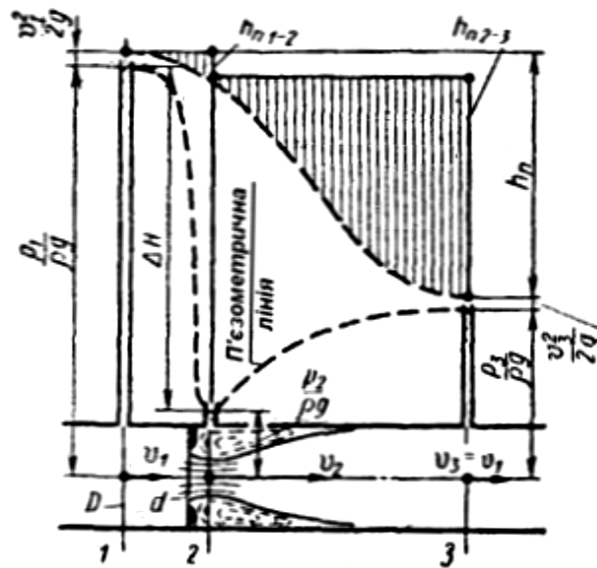


Рис.13

Для коефіцієнта витрати можна скористатися формулою (19), що визначає витрату при витіканні через отвір з резервуара обмеженої площі; з неї безпосередньо одержуємо:

$$\mu = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\alpha_2 + \zeta_1 - \alpha_1 (\varepsilon F_o / F_1)^2}}, \quad (23)$$

де  $\varepsilon$  – коефіцієнт стиснення струменя, що залежить від співвідношення площ труби  $F_1 = \frac{\pi D^2}{4}$  і отвору діафрагми  $F_o = \frac{\pi d^2}{4}$ ;  $\zeta$  – коефіцієнт опору отвору діафрагми;  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$  – значення коефіцієнта кінетичної енергії в перерізі 1 перед входом у діафрагму та в стиснутому перерізі 2 струменя (для великих значень  $Re$  можна приймати  $\alpha_1 = \alpha_2 \approx 1$ ).

При  $\varepsilon=1$  формула (23) дає вираз для коефіцієнта витрати труби Вентурі і сопла (рис. 11, 12).

Наближеність формули для  $\mu$  обумовлена неточностями розрахункових значень, що входять у неї коефіцієнтів, а також тим, що відбір тисків із звужуючого пристрою часто береться не в розрахункових перерізах потоку (1) і (2), а в кутах, утворених звужуючим пристроєм зі стінками труби (кутовий відбір тисків у нормальних витратомірах).

Коефіцієнт опору можна знайти, розглядаючи втрату напору в діафрагмі як суму втрат на ділянках між перерізами 1–2 і 2–3:

$$\zeta \frac{V_1^2}{2g} = \zeta_1 \frac{V_2^2}{2g} + \frac{(V_2 - V_1)^2}{2g}.$$

Застосовуючи рівняння витрати

$$V_1 F_1 = V_2 \varepsilon F_o; \quad V_2 = \frac{F_1}{\varepsilon F_o} V_1,$$

одержимо

$$\zeta = \zeta_1 \left( \frac{F_1}{\varepsilon F_o} \right)^2 + \left( \frac{F_1}{\varepsilon F_o} - 1 \right)^2. \quad (24)$$

При  $\varepsilon=1$  цей вираз дає коефіцієнт опору вимірного сопла. Для труби Вентурі

аналогічний розрахунок дає

$$\zeta = \zeta_1 \left( \frac{F_1}{F_o} \right)^2 + \varphi_o \left( \frac{F_1}{F_o} - 1 \right)^2. \quad (25)$$

11. Розглянемо як приклад розрахунку схему трубопроводу з місцевими опорами, в якій рідина густиною  $\rho$  перетікає по трубопроводу діаметром  $D$  з бака  $A$  в бак  $B$  з постійною різницею рівнів  $h$  під надлишковим тиском  $P_x$  в баку  $A$  (рис. 14). На трубопроводі встановлені витратомір Вентурі з діаметром вузького перерізу  $d$  і засувка.

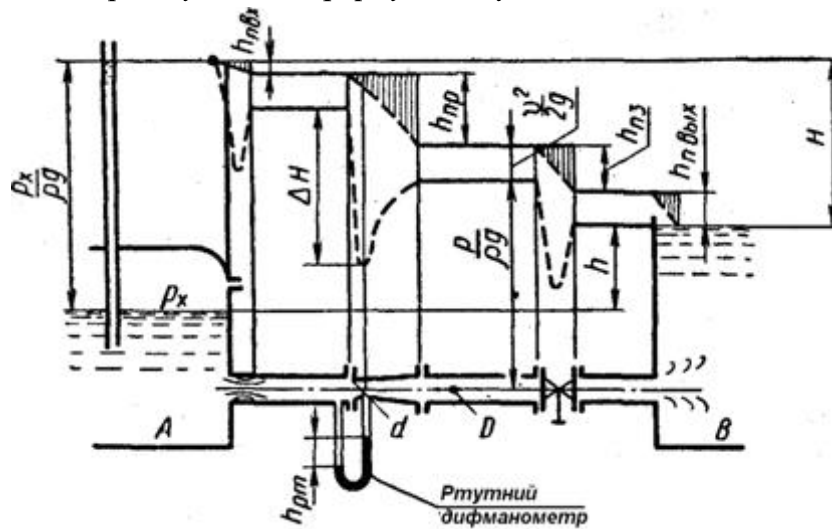


Рис.14

Задані (в припущенні, що має місце квадратична зона опору і безрозмірні характеристики потоку не залежать від числа Рейнольдса) коефіцієнт витрати  $m$  і коефіцієнт опору  $z_v$  витратоміра Вентурі, а також коефіцієнт опору  $z_z$  засувки.

Визначимо витрату  $Q$  в трубопроводі і тиск  $P_x$  в баку  $A$ , вважаючи відомими покази  $h_{pm}$  ртутного диференціального манометра, приєднаного до труби Вентурі. Витрата в трубопроводі за показами диференціального манометра на трубі Вентурі рівна:

$$Q = \mu \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2g\Delta H}.$$

Перепад п'єзометричних рівнів (у даному випадку горизонтальної труби – перепад тиску, виражений в метрах стовпа рідини, що протікає) рівний:

$$\Delta H = \frac{\rho_{pm} - \rho}{\rho} h_{pm}.$$

Для визначення тиску  $P_x$  скористаємося рівнянням Бернуллі, записаним для перерізів потоку на вільних поверхнях в баках:

$$z_A + \frac{P_A}{\rho g} + \alpha_A \frac{V_A^2}{2g} = z_B + \frac{P_B}{\rho g} + \alpha_B \frac{V_B^2}{2g} + \sum h_e,$$

де  $\sum h_e$  – сума втрат напору між цими січеннями.

Так як швидкісні напори в баках дуже малі ( $V_A^2/2g \approx 0$  і  $V_B^2/2g \approx 0$ ), одержимо загальне рівняння:



$$H = \left( z_A + \frac{P_A}{\rho g} \right) - \left( z_B + \frac{P_B}{\rho g} \right) = \sum h_e,$$

яке виражає, що різниця  $H$  гідростатичних напорів (п'єзометричних рівнів) в баках цілком затрачується на подолання гідравлічних опорів, виникаючих при перетіканні рідини по трубопроводу.

У нашому випадку  $Z_B - Z_A = h$  і надлишковий тиск  $P_B = 0$ ; отже:

$$H = \frac{P_x}{\rho g} - h.$$

Нехтуючи втратами на тертя по довжині трубопроводу (який вважається коротким), визначимо місцеві втрати: вхід в трубопровід  $h_{e,ex} = z_{ex} V^2 / 2g$ ; витратомір Вентурі  $h_{e,e} = z_e V^2 / 2g$ ; засувка  $h_{e,z} = z_z V^2 / 2g$ ; вихід з трубопроводу  $h_{e,ex} = V^2 / 2g$ , де середня швидкість в трубопроводі

$$V = \frac{4Q}{\pi d^2}.$$

Таким чином, шуканий тиск

$$\frac{P_x}{\rho g} = (\zeta_{ex} + \zeta_e + \zeta_z + 1) \frac{V^2}{2g} + h.$$

12. У ряді випадків (труби малих діаметрів і рідини великої в'язкості) важливо враховувати вплив числа Рейнольдса на величини коефіцієнтів місцевих опорів. При дуже малих значеннях  $Re$  (приблизно  $Re < 10$ ) існує зона ламінарної автомодельності, у якій місцеві втрати напору пропорційні швидкості потоку і коефіцієнт місцевого опору виражається формулою

$$\zeta = \frac{A}{Re},$$

де величина  $A$  визначається формою місцевого опору.

Великим значенням числа Рейнольдса ( $Re^3 10^4, 10^5$ ) відповідає зона турбулентної автомодельності, у якій закон опору є квадратичним і  $z = \text{const}$ .

Перехід від першої автомодельної зони до другої має складний характер і володіє індивідуальними особливостями в місцевих опорах різного типу.

Для більшості місцевих опорів оцінку величини  $z$  у перехідній зоні можна здійснити по формулі А.Д.Альтшуля:

$$\zeta = \frac{A}{Re} + \zeta_{кв},$$

де  $z_{кв}$  – значення коефіцієнта місцевого опору в квадратичній зоні.

## 2. Хід роботи

1. Запустити на виконання файл GGDLab2.exe
2. Переглянути схему установки і натиснути кнопку "ОК".
3. Для того щоб приступити до виконання лабораторної роботи необхідно успішно скласти тестування.
4. Для початку тестування необхідно натиснути кнопку "Почати тест".

5. Прочитати запитання і вибрати правильні відповіді із запропонованих, натиснути кнопку “Ввід”.
6. Комп’ютер повідомить про те чи ви дали правильну відповідь.
7. Для продовження натиснути кнопку “Наступне запитання”
8. Продовжити тестування поки не з’явиться кнопка “Кінець”, натиснути її після чого на екрані з’явиться повідомлення про допуск до роботи. Якщо ви не пройшли тестування потрібно, з дозволу викладача, спробувати ще раз.
9. В полі “№ Залікової книжки” ввести номер власної залікової книжки.
10. Одержати у викладача коефіцієнт втрат підпору в крані і встановити це значення.
11. Натиснути кнопку “ПОБУДУВАТИ ГРАФІК”.
12. Записати вихідні дані, які комп’ютер підібрав згідно номера залікової книжки.
13. Перенести на міліметровий папір графіки повного і п’єзометричного напорів.
14. Оцінити величини місцевих втрат напорів в трубопроводі в залежності від зміни коефіцієнта опору крана, змінюючи його значення у відповідному полі.
15. Встановити закладку “Графік залежності” і перенести на міліметровий папір графік залежності різниці висот ртутного стовпчика від коефіцієнта опору крана.
16. Зобразити на міліметровому папері графік зміни швидкісного напору вздовж трубопроводу.
17. Зобразити на міліметровому папері графік зміни витрати  $Q$  через трубопровід в залежності від опору крана  $z_{кр}$ .

### **3. Структура звіту по лабораторній роботі**

Назва роботи.

Мета роботи.

Короткі теоретичні відомості.

Результати досліджень і розрахунків.

Висновки.

### **4. Контрольні запитання**

1. Поняття ідеальної рідини в гідравліці.
2. Способи вивчення руху рідин та газів.
3. Загальні рівняння руху та деформації рідких частинок.
4. Струминна модель потоку.
5. Гідравлічні характеристики потоку рідини.
6. Рівняння нерозривності руху рідини в диференційній формі.
7. Рівняння нерозривності руху рідини в гідравлічній формі.
8. Сили, що діють у рідинах. Напружений стан рідкого середовища.
9. Зв’язок між нормальними і дотичними напруженнями в рідині.
10. Рівняння руху рідини в напруженнях.
11. Зв’язок між напруженням і швидкістю деформації в рідині.
12. Рівняння руху в’язкої рідини (рівняння Нав’є-Стокса).
13. Рівняння Ейлера та їх інтеграли.

14. Диференціальні рівняння руху нев'язкої рідини.
15. Рівняння Бернуллі для елементарної струминки нев'язкої рідини.
16. Одновимірна модель і зведення до неї плавно змінних течій.
17. Рівняння Бернуллі для потоку в'язкої рідини і газу.
18. Основне рівняння стаціонарного рівномірного руху рідини.
19. Причини виникнення втрат енергії в місцевих гідравлічних опорах.
20. Втрати енергії при раптовому розширенні потоку.
21. Втрати енергії при раптовому звуженні потоку.
22. Втрати енергії в дифузорах і конфузорах.
23. Втрати енергії на поворотах труб.
24. Вільні струмені. Силова взаємодія струменя і твердої перешкоди.

### **5. Література**

1. Левицький Б.Ф., Лещій Н.П. Гідравліка. Загальний курс. – Львів: Світ, 1994. – 264 с.
2. Гидравлика, гидромашины и гидроприводы: Учебник для машиностроительных вузов / Т.М.Башта, С.С.Руднев, Б.Б.Некрасов и др. – М.: Машиностроение, 1982. – 423 с.
3. Справочник по гидравлике / Под ред. В.А.Большакова. – К.: Вища школа. Головное изд-во, 1984. – 343 с.
4. Задачник по гидравлике, гидромашинам и гидроприводу. Учебное пособие для вузов / Под ред. Б.Б.Некрасова. – М.: Высшая школа, 1989. – 192 с.
5. Сборник задач по машиностроительной гидравлике / Под ред. И.И. Куколевского и Л.Г.Подвидза. – М.: Машиностроение, 1981. – 367 с.